



TITLE:

単サイト効果による異常な近藤効果(強相関伝導系の物理 若手秋の学校,講義ノート)

AUTHOR(S):

楠瀬, 博明

CITATION:

楠瀬, 博明. 単サイト効果による異常な近藤効果(強相関伝導系の物理 若手秋の学校,講義ノート). 物性研究 1998, 70(2): 242-256

ISSUE DATE:

1998-05-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/96349>

RIGHT:

単サイト効果による異常な近藤効果

東北大学大学院理学研究科 楠瀬 博明

kusu@cmpt01.phys.tohoku.ac.jp

1 はじめに

URu₂Si₂ や UPt₃ に代表される、重い電子系と呼ばれる一連の物質群は、非常に弱い反強磁性秩序や異方の超伝導をはじめとする多彩な物性を示す [1-3]。この多彩な物性の背後には、固体中においても比較的局在性の良い f 軌道に存在する電子が伝導電子バンドにわずかに染み出すことを発端とする、いわゆる近藤効果が深く関わっている。

f 軌道の局在的性格により f 電子間には強い斥力が働くため、高温で f 電子は磁性を伴って各格子点に局在する [4]。局在した f 電子は、伝導電子を散乱し電気抵抗の増大に寄与する。このインコヒーレントな散乱過程を通じて、 f 電子と伝導電子は反強磁性的な結合を増し [5]、この結合の増加に伴って Fermi 準位付近に f 電子状態の重みが生じる [6]。ある特徴的な温度 T_0 より十分低温では、Fermi 準位近傍の f 電子は、コヒーレントに結晶中を動き回る Bloch 電子となる。この強い相関を持った Bloch 電子が Fermi 液体状態であり、局在スピンはエントロピーを失って非磁性状態となる [7-12]。この非磁性状態は、高温側のスピン非磁性状態と連続的に繋がっている。これが近藤効果であり [13-15]、 f 電子の高エネルギーにおける局在のスピン自由度と低エネルギーでの遍歴的自由度という二面性が非常に重要であり [16, 17]、また、この性質が以下に見るように重い電子系の多彩な物性を演出している。

降温の初期段階に起きる伝導電子の散乱による分極を通じて、隣接する f スピン同士が間接的に結合する。これが RKKY 相互作用で、通常の希土類金属の磁気秩序を導く。ところが、重い電子系に属する URu₂Si₂ では、磁気転移温度は $T_N \sim 17.5\text{K}$ と非常に低く、モーメントも $\mu \sim 0.02\mu_B$ と非常に小さい。CeCu₆ や CeRu₂Si₂ においては、観測可能な温度領域で磁気秩序は生じない。

近藤効果によって達成された非磁性状態が RKKY による磁気秩序状態より安定である場合には磁気秩序は発生しない。また、非常に小さい磁気モーメントは、裸の f スピンでなく近藤効果によって遮蔽された f スピンが秩序化するためと理解される。この遮蔽された f スピンは、 f の遍歴自由度から作られるものとは考えがたい。なぜなら、遍歴的な自由度の重みは f 全体に比べて非常に小さく、スピン分極を担うのは局在的自由度であるからである。このような遍歴局在自由度が同時に存在するようなエネルギー領域 ($\sim T_0$ 以下)、言い換えれば、 f 電子のコヒーレント、インコヒーレント部分の相関が重要となる場合を正確に取り扱うには困難が伴うが、弱い反強磁性やメタ磁性など磁氣的性質を理解するには必要不可欠である [16]。 f 電子のコヒーレント（準粒子）部分がインコヒーレント（スピン）部分と結合しているため準粒子間にはスピンの揺らぎを媒介とした相互作用が働く。この相互作用がクーバー対形成の機構として有力である [18]。

このように重い電子系の理解は、近藤効果によって生じた遍歴局在自由度の個々の性格及びその結合が鍵となる。実験的には圧力効果や非磁性イオン置換効果によって遍歴局在自由度の分離が試みられてきたが、これらの組織的な実験によって、低温において Fermi 液体的な性質から顕著に外れる物質が数多く存在することが分かってきた [19-21]。これら異常な現象を総称して非 Fermi 液体と呼んでいる。次節では、異常を示す物質について言及し、それに対する理論として現在提出されている三つの理論について簡単に述べる。3 節では、そのうちの一つである四重極近藤効果の理論を詳しく説明する [22]。これは、 f 軌道に

対する結晶場効果等を具体的に考慮した模型を取り扱う理論である。4節では、 f 軌道に対する結晶場効果をさらに取り入れることにより起こる効果を議論する [23]。

2 非磁性イオン置換効果と非 Fermi 液体

非 Fermi 液体的性質は、磁性を担う Ce や U 等のイオンを非磁性イオンの La や Y 等で置換した化合物に多く見られる。非磁性イオン置換効果を組織的に調べることで単サイト効果とサイト間効果が現象に寄与する比率を調節することが可能である。非 Fermi 液体性を示す代表的な物質には、(i) $U_xTh_{1-x}Ru_2Si_2$ ($x \leq 0.07$)、(ii) $UCu_{5-x}Pd_x$ ($x = 1, 1.5$)、(iii) $U_xY_{1-x}Pd_3$ 等々がある。現在のところ、実験事実を完全に説明するまでには至らないものの有力と考えられる理論がいくつかあるので、それらを磁性イオン濃度の薄い方から列挙する。

磁性イオンの濃度が非常に薄いとき、サイト間の効果は無視でき、近藤効果を中心とした単サイトの効果が主となる。結晶場効果などを取り入れた現実的な近藤効果を取り扱う模型に四重極近藤模型と呼ばれるものがある [22]。これは四重極モーメントの自由度に対する近藤効果を記述する模型で、昔 Nozières らが現実的な近藤効果を一般的に議論するために導入した多チャンネル近藤模型における非 Fermi 液体基底状態のパラメータ領域にあるものと等価である [24]。重い電子系の中心的な役割を果たす近藤効果自身が異常であることから非常に興味を持たれている。これについては次の 2 節で詳しく紹介する。実験的には、(i) の物質がこの候補と考えられている [20]。

濃度が次第に増してくると結晶の乱雑性が顕著になってくる。単サイトの近藤効果の特徴づけるエネルギー T_K の指数関数的なパラメータ依存性のために、非常に穏やかな乱雑性であっても T_K は広く分布する。 T_K の分布により個々のスピンの遮蔽の程度が異なるため、伝導電子はより強い乱雑性を感じることになる。この現象を Kondo Disorder と呼んでいる。このような状況では、非常に低い近藤温度 $T_A \sim \min(\{T_K\})$ の近藤効果が低温異常のように観測されることが期待される。理論的には Miranda らが f 準位と f - c 混成強度に分布を持たせた斥力無限大の周期的 Anderson 模型を動的平均場近似で解き、比熱係数 $C/T \propto \ln(T_A/T)$ 、帯磁率 $\chi \propto \ln(T_A/T)$ 、電気抵抗 $\rho = -AT$ の結果を得ている [25]。この現象では、個々の局在スピンは独立であると仮定している。すなわち、サイト間の相関は無視できるものとしている。Cu NMR の線幅が非一様に広がり、かつ非常に強い温度依存性を示すことを根拠にして、(ii) の物質がこの理論の候補となっている [26]。

さらに濃度が増すと、サイト間の効果が重要と成ってきて単サイトの効果と競合してくる。一般に系の基本的な相互作用を記述する二つ以上のパラメータが競合するとき量子相転移というパラメータ空間での相転移が起こる [27]。重い電子系の場合、競合する相互作用は、非磁性基底状態を導く近藤効果と磁気秩序をもたらす「RKKY」結合である。ここで鍵括弧をつけたのは、伝導電子を媒介とする普通の RKKY 結合の他に、 f の遍歴自由度を媒介として遮蔽された f スピン間に働く RKKY 的な相互作用も含ませるためである。以下では、括弧なしでこの広い意味に用いる。二つの異なる基底状態の臨界点で、磁気秩序の転移温度 T_N は零となる。絶対零度近傍では、量子性によって静的物理量と動的物理量の相関が重要となり、有効次元 $d+z$ で特徴付けられる異常な臨界現象を引き起こす。このような臨界現象は繰り込み群等を用いて議論されている [17, 27-29]。(iii) の物質をはじめとするほとんどの非 Fermi 液体的物質が、量子相転移によるものに分類されるだろう [19, 21]。

磁気秩序が生じるようになると、その転移温度 T_N は磁性イオン濃度に比例して増大していくと考えられる。磁性イオン濃度 x と観測される現象を図 1 に示した。

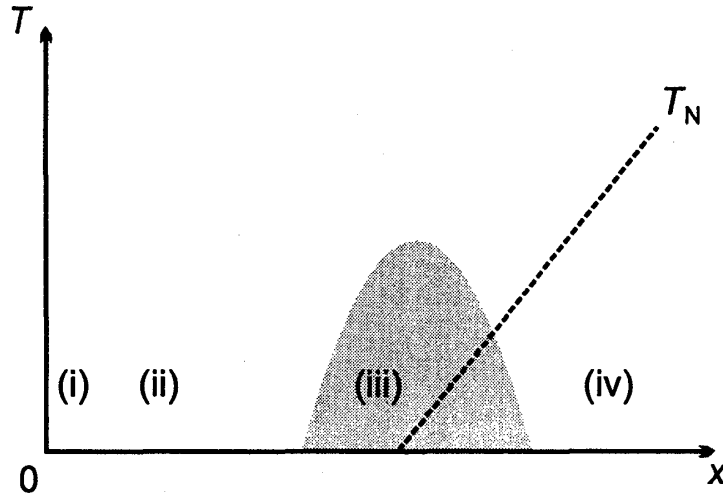


図 1: 磁性イオン濃度 x と観測される現象の相関図: (i) 近藤効果, (ii) Kondo Disorder, (iii) 量子相転移, (iv) 磁気秩序 (転移温度 T_N)

3 四重極近藤効果

3.1 四重極 (二チャンネル) 近藤模型

近藤効果とは不純物イオンの内部自由度を変化させる過程によって生じる現象である。通常の近藤効果における内部自由度とは Kramers 縮退を反映したスピンであり、その本質は最も単純な軌道縮退のない Anderson 模型に含まれている。最も重要な遷移過程は、伝導電子バンド c と局在軌道 f の混成による、 $(c, f^1) \leftrightarrow (f^2)$ または $(f^1) \leftrightarrow (c, f^0)$ である。ここで f^1 、 $f^{0,2}$ 状態の縮重度がそれぞれ 2, 1 であるため、遷移に関与する伝導電子の自由度は最大 $2 \times 1 = 2$ である。この二つの自由度は時間反転対称性からスピンの記述され、一つの散乱チャンネルとなる。

ところが f 軌道に縮退があると、混成項によって混じる二つの状態がどちらも縮退する場合がある。立方対称場下での Γ_3 (f^2 , 二重) と Γ_7 (f^1 , 二重) などの結晶場多重項がその良い例である。 f^n 、 f^{n+1} 配置下の結晶場多重項の縮退度をそれぞれ ℓ , m とすると、 $(c, f^n) \leftrightarrow (f^{n+1})$ の遷移過程に関与する c 電子の自由度は最大 $\ell \times m$ まで許されることになる。近藤効果を $\ell(m)$ 重の内部自由度の変化により生じる現象と拡大解釈すると、その内部自由度は特にスピンでなくてもよい。また、 c 電子の自由度がイオンの内部自由度 $m(\ell)$ の $\ell(m)$ 倍となることが可能で、後に述べるような対称性の条件さえ満たせば、独立な $\ell(m)$ チャンネルの c 電子が $m(\ell)$ 重内部自由度に散乱される多重チャンネル近藤効果が実現する。

このような可能性に従う現実的な模型が、 UBe_{13} を念頭に置いて、1987 年に Cox により提出された [22]。この新しい型の近藤効果における内部自由度 (「スピン」) が四重極モーメントを持つため四重極近藤模型と呼ばれる。 $(\Gamma_3) \leftrightarrow (\Gamma_7, c)$ の遷移過程において放出または吸収される c 電子は、対称性から Γ_8 部分波に限られる。散乱される自由度は四重極モーメントであり、本来のスピンは二つのチャンネルの役割を演じる。時間反転対称性から二つのチャンネルは等価に散乱される。

状態	$\langle J_z \rangle$	$\langle 3J_z^2 - J(J+1) \rangle$
$ \Gamma_3+\rangle$ $\frac{\sqrt{42}}{12} (+4\rangle + -4\rangle) - \frac{\sqrt{15}}{6} 0\rangle$	0	+8
$ \Gamma_3-\rangle$ $\frac{1}{\sqrt{2}} (+2\rangle + -2\rangle)$	0	-8
$ \Gamma_8 \pm 2\rangle$ $\sqrt{\frac{5}{6}} \pm \frac{5}{2}\rangle + \sqrt{\frac{1}{6}} \mp \frac{3}{2}\rangle$	$\pm \frac{11}{6}$	+8
$ \Gamma_8 \pm 1\rangle$ $ \pm \frac{1}{2}\rangle$	$\pm \frac{1}{2}$	-8

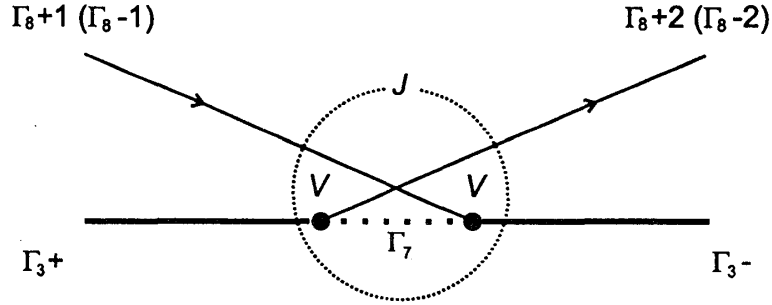
表 1: 四重極近藤模型に關与する立方対称下の状態。|M> は全角運動量の z 成分 J_z の固有状態を表す。

図 2: 「スピン」を交換する過程の拡張 Anderson 模型による表現

交換相互作用を具体的に書くと

$$H_{ex} = J \vec{\sigma}_3 \cdot [\vec{\sigma}_8(0) + \vec{\sigma}_{\bar{8}}(0)] \quad (1)$$

となる。ここで、 $\vec{\sigma}_3$ は f^2 配置の結晶場軌道 $|\Gamma_3 \pm\rangle$ の自由度をスピン演算子で表したもの、 $\vec{\sigma}_8(0)$ は伝導電子の $|\Gamma_8 + 1\rangle$, $|\Gamma_8 + 2\rangle$ 対称性を持つ部分波、 $\vec{\sigma}_{\bar{8}}$ はその時間反転対称ペアの部分波 $|\Gamma_8 - 1\rangle$, $|\Gamma_8 - 2\rangle$ を表す。各状態の性質を表 1 にまとめておく。この種の交換相互作用は、より基本的な拡張 Anderson 模型

$$H = \sum_{\epsilon, \Gamma_c \alpha_c} \epsilon c_{\epsilon, \Gamma_c \alpha_c}^\dagger c_{\epsilon, \Gamma_c \alpha_c} + E_0 \sum_{\alpha_0} |\Gamma_0 \alpha_0\rangle \langle \Gamma_0 \alpha_0| + E_1 \sum_{\alpha_1} |\Gamma_1 \alpha_1\rangle \langle \Gamma_1 \alpha_1| + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\epsilon, \Gamma_c \alpha_c} \sum_{\alpha_0} \sum_{\alpha_1} V(\Gamma_c, \alpha_c; \alpha_0; \alpha_1) \left(|\Gamma_0 \alpha_0\rangle \langle \Gamma_1 \alpha_1| c_{\epsilon, \Gamma_c \alpha_c} + \text{h.c.} \right) \quad (2)$$

より導かれる。ここで結晶場下での状態 $|\Gamma_m, \alpha_m\rangle$ ($m = 0, 1, c$) は、結晶の二重点群 \bar{G} と時間反転群（恒等変換を含む） T の直積空間 $\bar{G} \times T$ の既約表現 Γ_m とその空間内の状態を区別するラベル α_m で表現される。第一項は、伝導電子の運動エネルギー、第二、三項はそれぞれ不純物サイトの局在軌道の基底状態及び f 電子数の一つ異なる励起状態である。最後の項が伝導電子バンドと局在軌道の混成を表す。混成強度 $V(\Gamma_c, \alpha_c; \alpha_0; \alpha_1)$ は Clebsch-Gordan 係数と密接な関係がある。この模型によると式 (1) で「スピン」自由度を交換する過程は、図 2 の様になる。まず、不純物サイトの f^2 結晶場状態 $|\Gamma_3+\rangle$ が $|\Gamma_8+2\rangle$ ($|\Gamma_8-2\rangle$) の伝導電子に遷移して、 f^1 配置の $|\Gamma_7\rangle$ 状態となる。次に $|\Gamma_8+1\rangle$ ($|\Gamma_8-1\rangle$) の伝導電子が不純物サイトに遷移してきて $|\Gamma_3-\rangle$ 状態となる。このような過程で中間 f^1 状態を消去すると四重極モーメントを交換する式 (1) が導かれる。散乱される伝導電子状態は、時間反転対称性を反映した $|\Gamma_8 \pm\rangle$ の二チャンネルである。また、交換相互作用 J は $J \sim V^2/N(E_1 - E_0)$ の程度である。

イオン	基底配置	点群	Γ_0	Γ_1	Γ_c
U^{4+}	$5f^2(J=4)$	Cubic(O)	$\Gamma_3(E)$	Γ_7	$\Gamma_8(=\Gamma_3 \otimes \Gamma_7)$
U^{4+}	$5f^2(J=4)$	Hexagonal(D_6)	$\Gamma_5(E_1)$	Γ_7	$\Gamma_7 \oplus \Gamma_9$
				Γ_8	$\Gamma_8 \oplus \Gamma_9$
				Γ_9	$\Gamma_7 \oplus \Gamma_8$
			$\Gamma_6(E_2)$	Γ_7	$\Gamma_8 \oplus \Gamma_9$
				Γ_8	$\Gamma_7 \oplus \Gamma_9$
				Γ_9	$\Gamma_7 \oplus \Gamma_8$
U^{4+}	$5f^2(J=4)$	Tetragonal(D_4)	$\Gamma_5(E)$	Γ_6/Γ_7	$\Gamma_6 \oplus \Gamma_7$
Ce^{3+}	$4f^1(J=5/2)$	Cubic(O)	Γ_7	Γ_3	Γ_8
Ce^{3+}	$4f^1(J=5/2)$	Hexagonal(D_6)	Γ_9	Γ_5/Γ_6	$\Gamma_6 \oplus \Gamma_7$

表 2: U^{4+}, Ce^{3+} イオンに対する四重極近藤模型が実現する基底、励起及び伝導電子の状態

上の例で明らかなように、このような四重極近藤模型が実現するかどうかは、基底及び励起状態の結晶場状態 Γ_0, Γ_1 と伝導電子の部分波 Γ_c の対称性と関係があり、選択則として表 2 のように得られている [30, 34, 35]。

3.2 ニチャンネル近藤模型と非 Fermi 液体

前節で議論した四重極近藤模型は、1980 年に Nozières らが提出した n チャンネル近藤模型

$$H = \sum_{m=1}^n \left[\sum_{\epsilon, \sigma} \epsilon c_{\epsilon, m\sigma}^\dagger c_{\epsilon, m\sigma} + J \vec{S} \cdot \vec{\sigma}_m(0) \right] \quad (3)$$

の特別な ($n=2, S=1/2$) 場合である [24]。 $n > 2S$ の場合を overscreening と呼んでいて物理量が例えば

$$C/T, \chi \propto \begin{cases} \ln(T_0/T) & n=2 \\ (T/T_0)^{-(n-2)/(n+2)} & n>2 \end{cases}, \quad \rho = A + B(T/T_0)^{2/(n+2)} \quad (4)$$

のように非 Fermi 液体的振る舞いをすることが、Bethe 仮説を用いた厳密解、共形場理論、数値繰り込み群など様々な方法で確かめられている [30, 32, 33]。

なぜ非 Fermi 液体になるのか、ここでは、Nozières らが行った定性的ではあるが直感的な議論を紹介する [24]。

この議論には単純な近藤模型 ($n=1, S=1/2$) の場合のよく知られた結果

- (i) $J > 0$ (反強磁性的) のとき低エネルギーは強結合 $J^* = \infty$ の有効 Hamiltonian (固定点模型) でよく記述される。
- (ii) $J < 0$ (強磁性的) のときは弱結合 $J^* = 0$ の固定点模型で記述される。

を用いる [36]。(i) の場合には局在スピン S は伝導電子によって完全に遮蔽され、低エネルギーはほとんど自由な準粒子、つまり Fermi 液体論によって記述される。(ii) では (i) と同様準粒子で記述されるが孤立スピンの自由度が残る点異なる。

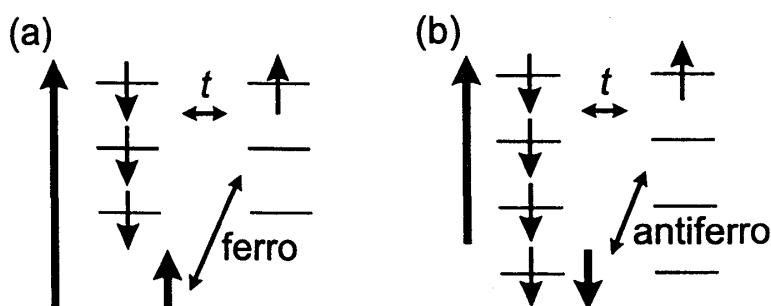


図 3: 強結合固定点に対する可能な摂動過程: (a) $n < 2S$, (b) $n > 2S$

以下では、 $J > 0$ の場合のみを考える。 J に関する最強発散項を集める近似によると、 n や S の値によらず強結合固定点が安定である。この固定点に対する摂動を考える。彼らの議論によると (a) $n = 2S$, (b) $n < 2S$, (c) $n > 2S$ の場合で異なった結果が得られる。

まず、単純な近藤模型を拡張した (a) の場合には、強結合固定点で局在スピンの完全な遮蔽され摂動となる相互作用は存在しない。従って Fermi 液体が実現する。

(b) の場合、強結合固定点では、局在スピンは伝導電子に遮蔽されるが遮蔽しきれないスピン S' が残る。図 3(a) に示したように、強結合状態にある「サイト」(近藤温度を T_K 、Fermi 速度を v_F としたとき、 $\xi \sim v_F/T_K$ 程度の広がりを持つ Kondo Cloud を意味する。) と周りの伝導電子との間の遷移 t を摂動と考えると、二次の摂動過程によって残留スピン S' と周りの伝導電子の間には、エネルギーを下げ得る「強磁性的」な交換相互作用が働く。(ii) によりこの相互作用は irrelevant である。よって、Fermi 液体的準粒子と S' の自由度が irrelevant な強磁性的交換相互作用で結合したモデルで、低エネルギー状態が記述される。このような状態を underscreening と呼ぶ。

(c) の場合、同様な摂動 t を考えると図 3(b) のように S' と伝導電子間の相互作用は「反強磁性的」となる。この摂動は (i) より relevant であり、強結合固定点是不安定であることが分かる。また、弱結合固定点も安定ではない。従って、それらの中間領域に安定な固定点 J^* が存在しなければならない。 J^* が有限なため局在スピンと伝導電子は分離せず、系は一体的な準粒子で記述できない。これが非 Fermi 液体となる原因である。ここでの議論は、 J に関する第二発散項を集める近似に対応している [37, 38]。

非 Fermi 液体的性質の原因は、「スピン」の overscreening にあり、これを反映して「スピン」帯磁率に対数的発散が生じる。チャンネルに対する感受率は Fermi 液体的 ($\chi_c = \text{const.}$) であり、伝導電子の電子正孔対称性が破れると非 Fermi 液体性を示す [39]。四重極近藤模型の場合には、四重極感受率が異常を示すことになるが、van Vleck 帯磁率を通じて磁気帯磁率が異常になる可能性も指摘されている [41]。六方晶、正方晶では、 Γ_5 が時間反転対称性を持つ自由度であり、磁気的な二チャンネル近藤模型となる。 $\text{U}_x\text{Th}_{1-x}\text{Ru}_2\text{Si}_2$ ($x \leq 0.07$) がその候補と考えられている [20]。理論は、電気抵抗の特異な振る舞いを除いて、実験結果をよく説明する。電気抵抗の特異性を解明する努力が二チャンネル近藤模型を改良する形で精力的になされている [39, 40]。

3.3 非 Fermi 液体固定点の安定性

最も単純な多チャンネル近藤模型の固定点は非 Fermi 液体的であるが、現実的な様々の摂動に対してこの固定点が安定性かどうかに関する議論がなされている。

なかでも、式 (3) の模型 ($n = 2, S = 1/2$) にスピン空間、チャンネル空間の異方性を導入した場合

$$H = \sum_{\epsilon, m\sigma} \epsilon c_{\epsilon, m\sigma}^\dagger c_{\epsilon, m\sigma} + \sum_m \left[J_m^\perp \left(\sigma_m^x(0) S^x + \sigma_m^y(0) S^y \right) + J_m^z \sigma_m^z(0) S^z \right] \quad (5)$$

の結果を述べる [42]。

- (i) スピン異方性 ($J_1^z = J_2^z \neq J_1^\perp = J_2^\perp$) : 固定点で等方性が回復し非 Fermi 液体固定点は安定。
- (ii) チャンネル異方性 ($J_1^z = J_1^\perp > J_2^z = J_2^\perp$) : $J_1^* = \infty, J_2^* = 0$ が固定点。すなわち局在スピンはよりエネルギー利得の大きいチャンネルの伝導電子と束縛状態を形成し、Fermi 液体状態が回復する。非 Fermi 液体固定点は不安定。

現実の結晶においては不純物周りの環境になんらかの歪みがあるため、必ずこのような異方性が存在する。チャンネル異方性が顕著になる温度領域で有効チャンネル数の減少が起こり非 Fermi 液体から Fermi 液体へのクロスオーバーが期待される。

チャンネル異方性による非 Fermi-Fermi 液体のクロスオーバーを簡潔に記述する目的で単チャンネル compactified 模型が導入された [43]。一つは、 σ - τ 模型と呼ばれるもので以下の Hamiltonian で与えられる [44]。

$$\sum_{\epsilon, \sigma} \epsilon c_{\epsilon, \sigma}^\dagger c_{\epsilon, \sigma} + \vec{S} \cdot \left(J_1 \vec{\sigma}(0) + J_2 \vec{\tau}(0) \right) \quad (6)$$

ここで、 $\vec{\sigma}(0), \vec{\tau}(0)$ はそれぞれ伝導電子のスピン及び荷電スピン自由度で以下のように定義される。

$$\begin{aligned} \vec{\sigma}(0) &= \frac{1}{2} \sum_{\sigma\sigma'} c_\sigma^\dagger(0) \vec{\sigma}_{\sigma\sigma'} c_{\sigma'}(0), \quad \tau^+(0) = c_\uparrow^\dagger(0) c_\downarrow^\dagger(0) \\ \tau^-(0) &= c_\downarrow(0) c_\uparrow(0), \quad \tau^z(0) = \frac{1}{2} \left(c_\uparrow^\dagger(0) c_\uparrow(0) + c_\downarrow^\dagger(0) c_\downarrow(0) - 1 \right) \end{aligned} \quad (7)$$

もう一つは、 σ - τ 模型を導くような $O(3)$ 対称 Anderson 模型で

$$H = \sum_{\epsilon, \sigma} \epsilon c_{\epsilon, \sigma}^\dagger c_{\epsilon, \sigma} + \left[V \sum_\sigma c_\sigma^\dagger(0) f_\sigma - V_a \left((c_\uparrow^\dagger(0) + c_\downarrow(0)) f_\downarrow + \text{h.c.} \right) + U(f_\uparrow^\dagger f_\uparrow - \frac{1}{2})(f_\downarrow^\dagger f_\downarrow - \frac{1}{2}) \right] \quad (8)$$

と与えられる [45]。 $U \gg V$ の時、 $J_1 = 4V(V - V_a)/U$, $J_2 = 4VV_a/U$ の関係がある。この模型は二チャンネル模型と同様、非 Fermi-Fermi 液体両者の性質を持ち、固定点付近の振る舞いが二チャンネル模型と類似していることが指摘されている。理論的解析は、共形場理論に代表されるように、固定点周りでの irrelevant operator に関する摂動展開を行う [31, 32]。それ故、強結合固定点からの摂動展開の方がより扱い易いということで、これらの模型が導入された。現時点では、固定点の等価性を示す計算が行われている [43-45]。

以上、二チャンネル近藤模型の枠内で非 Fermi 液体固定点の安定性に関する理論を紹介してきた。次節では、この枠を越えて結晶場の励起状態を取り入れた模型について議論する。

4 拡張された二チャンネル近藤模型

前節で議論したように Cox は四重極近藤模型を導く際に $f^2(f^1)$ 配置の結晶場軌道を基底状態のみに、また中間状態も $f^1(f^2)$ 配置内での最低エネルギーを持つ軌道に制限している。古賀らは、このような制限を

State	Tetragonal	Hexagonal
E_{\pm}	$\alpha \mp 3\rangle + \beta \pm 1\rangle$	$\alpha \pm 4\rangle + \beta \mp 2\rangle$
B	$(2\rangle + -2\rangle)/\sqrt{2}$	$(3\rangle + -3\rangle)/\sqrt{2}$
$c_{k1\uparrow}$	$\alpha 5/2\rangle + \beta -3/2\rangle$	$ 3/2\rangle \quad -3/2\rangle$
$c_{k1\downarrow}$	$ 1/2\rangle$	$ -1/2\rangle \quad 5/2\rangle$
$c_{k2\uparrow}$	$ -1/2\rangle$	$ 1/2\rangle \quad -5/2\rangle$
$c_{k2\downarrow}$	$\alpha -5/2\rangle + \beta 3/2\rangle$	$ -3/2\rangle \quad 3/2\rangle$

表 3: 拡張二チャンネル近藤模型の各状態の定義。 $|m\rangle$ は全角運動量 J または j の z 成分を表す。

緩和して、すべての中間状態を考慮し、かつ f^2 配置の状態空間を基底状態だけでなく第一励起状態をも含むように拡張した [23]。

中間状態に対する制限を取り除くと、 $j = 5/2$ からなる伝導電子の部分波が散乱過程にすべて関与し、三つのチャンネルを形成する。固定点に繰り込まれるに従って、そのうちの一つのチャンネルが分離していくため、低エネルギーは、依然二チャンネル近藤模型で記述される。固定点の安定性という観点からは中間状態の制限は問題にならないと言えるが、分離の仕方は各種物理量の熱力学及び動的性質に反映するため、その解析が行われている [23, 46-48]。

一方、状態空間の拡張は重要で非 Fermi 液体固定点が不安定になる場合がある。以下では、正方晶および六方晶の結晶場下の f^2 配置の状態空間を時間反転ペアの二重項 $|E_{\pm}\rangle$ と一重項 $|B\rangle$ に、中間状態は f^1 配置の基底状態のみに限る。個々の状態の定義を表 3 に示す。交換相互作用は

$$H_{\text{ex}} = \frac{J}{N} \sum_{m\sigma} c_{m\sigma'}^\dagger(0) \vec{\sigma}_{\sigma'\sigma} c_{m\sigma}(0) \cdot \vec{S} + \Delta |B\rangle \langle B| + \frac{K}{N} \left[\sum_{\sigma} c_{1\sigma}^\dagger(0) c_{2\sigma}(0) m_- + \left(c_{1\uparrow}^\dagger(0) c_{2\uparrow}(0) - c_{1\downarrow}^\dagger(0) c_{2\downarrow}(0) \right) \tilde{m}_- + \text{h.c.} \right] \quad (9)$$

の様に導かれている。第二項以降が状態空間を拡張したために新たに加わった項である。 $|\Delta|$ は、二重項と一重項のエネルギー差である。ここで、 \vec{S} , m_- , \tilde{m}_- は f^2 結晶場状態間の自由度を関係付ける演算子

$$S_z = \frac{1}{2} (|E_+\rangle \langle E_+| - |E_-\rangle \langle E_-|), \quad S_+ = |E_+\rangle \langle E_-| \\ m_- = |B\rangle \langle E_+| + |E_-\rangle \langle B|, \quad \tilde{m}_- = |B\rangle \langle E_+| - |E_-\rangle \langle B| \quad (10)$$

である。

新たに導入された項は非 Fermi 液体固定点を不安定にし得ることが数値繰り込み群による計算によって示された。計算によると拡張二チャンネル近藤模型は、パラメータ J , K , Δ に依存して非 Fermi 液体、Fermi 液体二つの固定点を持つ。図 4 に (a) 二重項及び (b) 一重項が基底状態の場合の相図を示す。このような非 Fermi 液体-Fermi 液体固定点の相図は対応する拡張 Anderson 模型に対しても得られている [46, 47]。このことから、拡張 Anderson 模型の斥力や Hund 結合などに関して弱結合から強結合まで、それぞれの相内で連続的に繋がっていると考えられる。これらの固定点について Fermi 液体の場合が特に詳しく調べられている。

なぜ Fermi 液体固定点や非 Fermi 液体固定点が安定化するのか、基底状態として安定となる状態が如何なるものかと言う観点から議論しよう [49]。

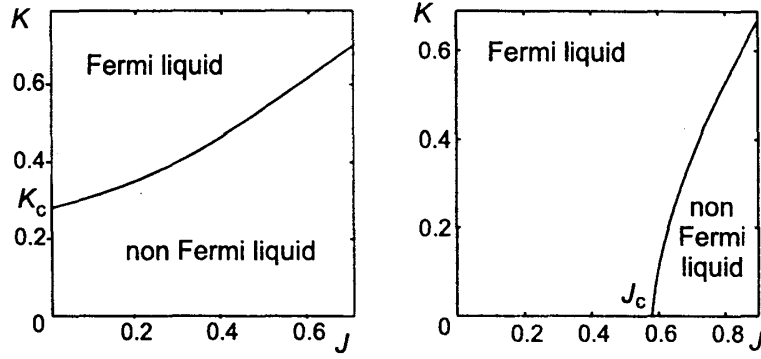


図 4: Fermi-非 Fermi 液体固定点の相図：(a) 二重項基底状態 $\Delta = 0.3$, (b) 一重項基底状態 $\Delta = -0.5$ 。この場合の臨界点は (a) $K_c \sim 0.28$, (b) $J_c \sim 0.58$ 。 $J_c, K_c \rightarrow 0$ ($\Delta \rightarrow 0$) である。Ref. [23]

(9) 式の新たに追加された K の項は、伝導電子のチャンネル自由度を混ぜる働きをする。このことを明確にするために伝導電子のスピンとチャンネルの演算子を次のように導入する。

$$\sigma_m = \sum_{k\sigma} \sum_{k'\sigma'} c_{km\sigma}^\dagger \sigma_{\sigma\sigma'} c_{k'm\sigma'}, \quad (11)$$

$$\tau_\sigma = \sum_{km} \sum_{km'} c_{km\sigma}^\dagger \sigma_{mm'} c_{km'\sigma}. \quad (12)$$

これを用いると拡張二チャンネル近藤模型は、

$$H = \sum_{km\sigma} \epsilon_k c_{km\sigma}^\dagger c_{km\sigma} + \sum_{ij}^{E_+, B, E_-} \hat{M}_{ij} |i\rangle \langle j|, \quad (13)$$

$$\hat{M} = \frac{1}{N} \begin{pmatrix} J(\sigma_1^z + \sigma_2^z)/2 & K\tau_+^- & J(\sigma_1^- + \sigma_2^-) \\ K\tau_+^+ & N\Delta & K\tau_-^- \\ J(\sigma_1^+ + \sigma_2^+) & K\tau_-^+ & -J(\sigma_1^z + \sigma_2^z)/2 \end{pmatrix} \begin{matrix} E_+ \\ B \\ E_- \end{matrix}$$

となる。 K の項によって、各チャンネルの電子数は保存量でなくなるが、half-filled から測った全電子数

$$Q = \sum_{km\sigma} \left(c_{km\sigma}^\dagger c_{km\sigma} - \frac{1}{2} \right) \quad (14)$$

は保存量である。また、表 3 から分かるように各状態は $(m\sigma E_\pm) \leftrightarrow (\bar{m}\bar{\sigma} E_\mp)$ の変換に関して時間反転ペアの関係にある。このことを利用して、

$$(1\uparrow) \rightarrow (+\frac{3}{2}), (2\uparrow) \rightarrow (+\frac{1}{2}), (1\downarrow) \rightarrow (-\frac{1}{2}), (2\downarrow) \rightarrow (-\frac{3}{2}), (E_\pm) \rightarrow (\pm 1), (B) \rightarrow (0) \quad (15)$$

のように仮想的なスピンの z 成分を割り振ってやると、全 z 成分 $J_z = \sum j_z$ が保存量となる。

保存量 (Q, J_z) を用いて基底状態となり得る二重項 (非 Fermi 液体) と一重項 (Fermi 液体) に対する変分関数を導入し [50-52]、それらの準位交差を調べてみる。電荷を half-filled に保ったまま電子正孔励起の雲をまとめてスピン分極した伝導電子と局在スピンの線形結合波動関数が最もエネルギーが低くなる。第 0 近似の変分関数として電子正孔励起を無視したものを考える [13]。

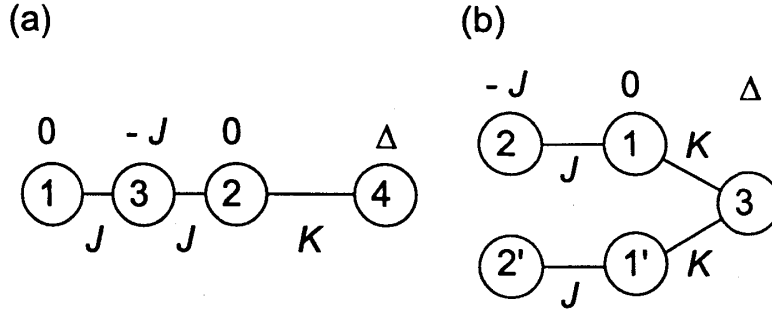


図 5: 状態間の混成パス。(a) $(0, \pm 1)$ 状態、(b) $(0, 0)$ 状態。円内の数字 i は各変分関数の要素 i を表す。またそれぞれの要素に対するエネルギーを、運動エネルギーを別として円上に示した。

overscreening 状態 $c_{k_1\downarrow}^\dagger c_{k_2\downarrow}^\dagger | +1 \rangle$ の量子数は $(0, -1)$ 、縮退のない状態の量子数は $(0, 0)$ だから、これらの量子数を持つ状態の線形結合で変分波動関数を記述すると、 J_z に関する時間反転対称性を考慮して

$$|0, -1\rangle = \sum_{1,2}^{\geq k_F} \left[\alpha_{12}^{(1)} |k_1 1 \uparrow, k_2 2 \downarrow; -1\rangle + \alpha_{12}^{(2)} |k_1 2 \uparrow, k_2 1 \downarrow; -1\rangle + \alpha_{12}^{(3)} |k_1 2 \downarrow, k_2 1 \downarrow; +1\rangle + \alpha_{12}^{(4)} |k_1 2 \downarrow, k_2 2 \uparrow; 0\rangle \right], \quad (16)$$

$$|0, 0\rangle = \sum_{1,2}^{\geq k_F} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \beta_{12}^{(1)} \left(|k_1 1 \uparrow, k_2 1 \downarrow; -1\rangle - |k_1 2 \downarrow, k_2 2 \uparrow; +1\rangle \right) + \frac{1}{2} \beta_{12}^{(2)} \left(|k_1 1 \downarrow, k_2 1 \downarrow; +1\rangle - |k_1 2 \uparrow, k_2 2 \uparrow; -1\rangle \right) + \beta_{12}^{(3)} |k_1 2 \downarrow, k_2 1 \uparrow; 0\rangle \right], \quad (17)$$

となる。ここで、 $|k_1 m \sigma, k_2 m' \sigma'; j_z\rangle = c_{k_1, m \sigma}^\dagger c_{k_2, m' \sigma'}^\dagger |j_z\rangle$ であり、変分係数 $\alpha^{(i)}$, $\beta^{(i)}$ の添え字 k_n を n と略した。また、Pauli の排他律より $\beta_{12}^{(2)} = -\beta_{21}^{(2)}$ 、時間反転対称性より $\beta_{12}^{(3)} = \beta_{21}^{(3)}$ である。 $|k_1 1 \downarrow, k_2 1 \downarrow; 0\rangle$ は量子数 $(0, -1)$ を、 $|k_1 1 \downarrow, k_2 2 \uparrow; 0\rangle$ は $(0, 0)$ を持つが、交換相互作用 (9) では、上記の状態とは混ざらないので変分関数には加えない。 $|0, -1\rangle$ とその「時間反転」ペア $|0, +1\rangle$ と併せて二重項となる。

変分関数を構成する各要素が交換相互作用によってどのように結ばれるかを図示したのが図 5 である。 $(0, \pm 1)$ 状態は二つの J 混成パスを持ち、一方で $(0, 0)$ 状態は二つの K 混成パスを持つ。従って、 J は $(0, \pm 1)$ 状態を、 K は $(0, 0)$ 状態をより安定化することが期待される。

この予想を裏付けるため、Schrödinger 方程式 $[H - E(Q, J_z)] |Q, J_z\rangle = 0$ から変分パラメーター $\{\alpha_{12}^{(i)}\}$, $\{\beta_{12}^{(i)}\}$ とエネルギー $E(Q, J_z)$ を決定する方程式を導出すると、それぞれの状態に対し

$$\sum_{3,4 \geq k_F} \begin{pmatrix} \xi_{12}\delta + J\delta_-/N & 0 & -J\delta_{23}/N & 0 \\ 0 & \xi_{12}\delta + J\delta_-/N & J\delta_{24}/N & -2K\delta_{14}/N \\ -J\delta_{14}/N & J\delta_{24}/N & \xi_{12}\delta - J\delta_+/N & 0 \\ 0 & -2K\delta_{23}/N & 0 & (\xi_{12} + \Delta)\delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_{34}^{(1)} \\ \alpha_{34}^{(2)} \\ \alpha_{34}^{(3)} \\ \alpha_{34}^{(4)} \end{pmatrix} = 0 \quad (18)$$

$$\sum_{3,4 \geq k_F} \begin{pmatrix} \xi_{12}\delta + J\delta_-/N & -J(\delta_{23} - \delta_{24})/\sqrt{2}N & -\sqrt{2}K(\delta_{13} + \delta_{14})/N \\ -J(\delta_{14} - \delta_{24})/\sqrt{2}N & \xi_{12}\delta - J\delta_+/N & 0 \\ -\sqrt{2}K(\delta_{13} + \delta_{23})/N & 0 & (\xi_{12} + \Delta)\delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta_{34}^{(1)} \\ \beta_{34}^{(2)} \\ \beta_{34}^{(3)} \end{pmatrix} = 0 \quad (19)$$

となる。ここで、 $\xi_{12} = \epsilon_1 + \epsilon_2 - E$, $\delta = \delta_{13}\delta_{24}$, $\delta_{\pm} = (\delta_{13} \pm \delta_{24})/2$ と定義した。

様々な極限状態でどのような基底波動関数を実現しているかは、式 (18), (19) からある程度見て取れる。いずれの場合も J または K によるエネルギーを稼ぎつつ、 Δ にも顔を立てるように混ざった波動関数が基底状態となる。

簡単のため $J, K \gg D \equiv 1$ の場合のみを議論しよう。このとき変分係数は k に依存しない、つまり、 $\alpha_{12}^{(i)} = \alpha^i$, $\beta_{12}^{(i)} = \beta^i$ となる。このとき、(18), (19) はそれぞれ

$$\begin{pmatrix} \zeta & 0 & -J & 0 \\ 0 & \zeta & J & -2K \\ -J & J & \zeta - J & 0 \\ 0 & -2K & 0 & \zeta + \Delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha^1 \\ \alpha^2 \\ \alpha^3 \\ \alpha^4 \end{pmatrix} = 0, \quad (20)$$

$$\begin{pmatrix} \zeta & -2\sqrt{2}K \\ -2\sqrt{2}K & \zeta + \Delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta^1 \\ \beta^3 \end{pmatrix} = 0, \quad (21)$$

と簡単化される。ここで $(\zeta + E)/2 = \langle \epsilon_k \rangle = \sum_k \epsilon_k / N$ であり、 β^2 は反対称性から消える。

これを解くと定数項を除いたエネルギー $\bar{E}(Q, J_z) = E - 2\langle \epsilon_k \rangle$ は、 $J \gg K$ の時

$$\bar{E}(0, \pm 1) = \min(-2J, \Delta), \quad \bar{E}(0, 0) = \min(0, \Delta) \quad (22)$$

$J \ll K$ の時

$$\bar{E}(0, \pm 1) = \min \left[\frac{1}{2} \left(\Delta - \sqrt{\Delta^2 + 16K^2} \right), -J \right], \quad \bar{E}(0, 0) = \frac{1}{2} \left(\Delta - \sqrt{\Delta^2 + 32K^2} \right) \quad (23)$$

と求まる。これより、 $J \gg K, |\Delta|$ または $\Delta \gg J, K$ の時 $(0, \pm 1)$ 状態が、 $K \gg J, |\Delta|$ または $-\Delta \gg J, K$ の時 $(0, 0)$ 状態が安定となることが分かる。

変分係数については、まず $\Delta > 0$ の時、 $J \gg K$ では $\alpha^1 \sim \alpha^3$ が主体となって J によるエネルギー利得を活かす。この状態は全体としてスピン偏極した状態である。 $J \ll K$ の時は、 β^1, β^3 が主となり、 K によるエネルギーを稼ぐ。この状態は伝導電子の助けを借りて全体として一重項を形成している。 $\Delta < 0$ の時で、 $|\Delta| \ll J, K$ ならば、 $\Delta > 0$ の場合と同じ機構によってエネルギーを下げるできるので、基底状態は $\Delta > 0$ の場合と同様になる。 $|\Delta| \gg J, K$ なら β^3 が主となり、これは結晶場一重項と自由電子が独立に存在していることを意味する。この状態は、 $J \ll K$ の状態の $\beta^1 \rightarrow 0$ の極限として連続的に繋がっている。

この極限での計算は、数値繰り込み群の計算における 0 サイト (不純物とその場所に局在した伝導電子から成る) のみの計算に対応している。一般のパラメーター領域では数値計算による具体的な計算が必要であるが、交換相互作用が弱くなるに連れて運動エネルギーを下げるように波数分布が変化する点を除けば、波動関数の性格はほとんど変わらない。波数分布の変化は、相互作用の変化に関して連続的である。

数値繰り込み群の計算は、裸の結合定数が、低エネルギーの伝導電子の影響によって、どのような有効結合定数に変化していくかを追跡するものである。別の観点から見れば、これは、強結合を仮定して得られる波動関数が、与えられた裸の結合定数に対する波動関数へ最適化されていく様子を追跡しているとも言える。この考察に従うと、より複雑な系に対しても 0 サイトの計算だけからどのような基底状態の相が存在するかを予測することができると考えられる。

一般的なパラメーターに対し、式 (18), (19) の行列から得られる永年方程式を解くとそれぞれの状態のエネルギー E とそのエネルギーに対する固有状態が求まる [53]。 J, K, Δ を変化させてどちらの状態がよ

り低いエネルギーを持つかを調べた結果、図 4 に類似した相図が得られ、定性的には上記極限と変わらないことが確かめられた。

以上より、非 Fermi 液体-Fermi 液体の相分離は二つの異なる状態の準位交差によって起こっていて、準位交差が起こらない限りパラメーターを変えた状態は連続的に繋がっていることが分かる。

このような非 Fermi-Fermi 液体相分離が実現しているとの実験報告がある [20, 54]。今後の発展を期待したい。

5 おわりに

前節までに見たように、重い電子系に関わる近藤効果は不純物問題でさえも非常に複雑である。この複雑性は、従来詳しく研究されてきた単軌道の枠を越えて、「軌道」の自由度もが近藤効果に参加してきたことによる。

定性的な議論に限れば、二チャンネル近藤効果に関係した様々な問題の本質は、拡張された二チャンネル近藤模型 (9) または (13) にすべて含まれている。すなわち、非 Fermi 液体性は「スピン」の overscreening に起因した中間領域結合定数の固定点によるものであり、その安定性は overscreening 的状况を壊すチャンネル間の異方性や混成に大きく左右される。また、熱力学、動的物理量や輸送現象は、固定点への接近の仕方によって決定される。特に、電気抵抗においては、強弱どちら側から近づくかによって、高温とともに減少するか増大するかという顕著な違いが現れる。対応する Anderson 模型は、多くのパラメーターを含むため固定点への接近の仕方はバラエティに富むものとなるが、定性的な違いはない。

この解説では、不純物系から格子系へのアプローチとしての第ゼロ近似として、二チャンネル近藤効果の本質的な部分を中心として議論した。二チャンネル近藤模型を単純に格子模型にした議論が量子モンテカルロを用いてなされている [55]。URu₂Si₂ 格子系では一重項基底が実現しているとの実験解釈があるものの [56]、格子系に Γ_5 基底を仮定してもいくつもの実験が矛盾なく説明できるとする説もある。そのとき重要な点は Γ_5 基底の表示についてである。不純物系の場合、二チャンネル近藤効果を重視するため全角運動量の z 成分を対角化する表示で取り扱う。この状態は四重極モーメントを持たない。一方、格子系では、サイト間の四重極相互作用などを重視する観点から、四重極を対角化する表示が良い表示となる可能性がある。詳しくは、網塚らの解説を参考にされたい [57]。

不純物系から格子系まで、様々な実験事実を矛盾なく説明することが出来れば、最後には、重い電子系の不思議な物性の理解に到達できるであろう。幸い、数多くの非 Fermi 液体の実験結果が出だしているもので、これらが理解の手掛かりとなろう。

最後に大貫、北岡、三宅諸先生方をはじめとする「秋の学校」準備局の皆様のご尽力に感謝致します。

参考文献

- [1] 特集「重い電子系」, 日本物理学会誌 42 (1987) 721.
- [2] 「重い電子系」(物理学会論文選集 IV), 日本物理学会 (1994).
- [3] N. Grewe and F. Steglich: "Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths", ed. K. A. Gschneidner, Jr. and L. Eyring (North-Holland, Amsterdam) 14 (1991) 343.
- [4] P. W. Anderson: Phys. Rev. 124 (1961) 41.

- [5] J. Kondo: Prog. Theor. Phys. **32** (1964) 37.
- [6] Y. Kuramoto and H. Kojima: Z. Phys. B**57** (1984) 95.
- [7] K. Yamada and K. Yosida: Prog. Theor. Phys. **76** (1986) 621; K. Yamada, K. Yosida and K. Hanzawa: Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 108 (1992) 141; 山田耕作: 「電子相関」(現代の物理学 16、岩波書店) (1993), 7 章.
- [8] B. H. Brandow: Phys. Rev. B**33** (1986) 215.
- [9] H. Shiba: J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 2765.
- [10] T. M. Rice and K. Ueda: Phys. Rev. B**34** (1986) 6420.
- [11] M. Jarrell: Phys. Rev. B**51** (1995) 7429.
- [12] O. Sakai and Y. Kuramoto: Solid State Commun. **89** (1994) 307.
- [13] 芳田奎: 「磁性」(岩波書店) (1991), 第 4 部.
- [14] 近藤淳: 「金属電子論」(物理学選書 16、裳華房) (1983) 5 章 ~.
- [15] A. C. Hewson: "The Kondo Problem to Heavy Fermions" (Cambridge, New York) (1992).
- [16] 倉本義夫: 日本物理学会誌 **46** (1991) 98.; Y. Kuramoto and K. Miyake: J. Phys. Soc. Jpn. **59** (1990); Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 108 (1992) 199.
- [17] T. Moriya and T. Takimoto: J. Phys. Soc. Jpn. **64** (1995) 960; 守谷亨: 日本物理学会誌 **52** (1997) 422.
- [18] K. Miyake, S. Schmitt-Rink and C. M. Varma: Phys. Rev. B**34** (1986) 6554.
- [19] M. B. Maple, M. C. de Andrade, J. Herrmann, Y. Dalichaouch, D. A. Gajewski, C. L. Seaman, R. Chau, R. Movshovich, M. C. Aronson and R. Osborn: J. Low Temp. Phys. **99** (1995) 223.
- [20] H. Amitsuka and T. Sakakibara: J. Phys. Soc. Jpn. **63** (1994) 736.
- [21] H. v. Löhneysen: Physica B**206&207** (1995) 101.
- [22] D. L. Cox: Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 1240.
- [23] M. Koga and H. Shiba: J. Phys. Soc. Jpn. **64** (1995) 4345; J. Phys. Soc. Jpn. **65** (1996) 3007.
- [24] P. Nozières and A. Blandin: J. Phys. (Paris) **41** (1980) 193.
- [25] E. Miranda, V. Dobrosavljević and G. Kotliar: J. Phys. Condens. Matter **8** (1996) 9871; Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 290.
- [26] O. O. Bernal, D. E. MacLaughlin, H. G. Lukefahr, and B. Andraka: Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 2023.
- [27] J. A. Hertz: Phys. Rev. B**14** (1976) 1165.
- [28] A. J. Millis: Phys. Rev. B**48** (1993) 7183.

- [29] M. A. Continentino: Phys. Rep. **239** (1994) 179.
- [30] D. L. Cox and A. Zawadowski: cond-mat/9704103 (Submitted to Advances in Physics).
- [31] K. G. Wilson: Rev. Mod. Phys. **47** (1975) 773.
- [32] I. Affleck: Acta Phys. Polon. B**26** (1995) 1869.
- [33] O. Sakai, Y. Shimizu and N. Kaneko: Physica B**186–188** (1993) 323.
- [34] D. L. Cox: Physica B**186–188** (1993) 312.
- [35] 具体的な導出は Ref.[23] に議論されている。
- [36] P. W. Anderson: J. Phys. C**3** (1970) 2436.
- [37] A. A. Abrikosov and A. A. Migdal: J. Low Temp. Phys. **3** (1970) 519.
- [38] M. Fowler and A. Zawadowski: Solid State Commun. **9** (1971) 471.
- [39] H. Kusunose, K. Miyake, Y. Shimizu and O. Sakai: Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 271; O. Sakai, S. Suzuki, Y. Shimizu, H. Kusunose and K. Miyake: Solid State Commun. **99** (1996) 461.
- [40] S. Suzuki, O. Sakai and Y. Shimizu: to be published in Solid State Commun.
- [41] D. L. Cox and M. Makivic: Physica B**199–200** (1994) 391.
- [42] H. B. Pang and D. L. Cox: Phys. Rev. B**44** (1991) 9454.
- [43] R. Bulla, A. C. Hewson and G.-M. Zhang: cond-mat/9704024 (Submitted to Phys. Rev. B); G.-M. Zhang and A. C. Hewson: Phys. Rev. Lett. **76** (1995) 2137; Phys. Rev. B**54** (1996) 1169.
- [44] P. Coleman, L. Ioffe and A. M. Tsvelik: Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 6611.
- [45] P. Coleman and A. J. Schofield: Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 2184.
- [46] M. Koga and H. Shiba: J. Phys. Soc. Jpn. **66** (1997) 1485.
- [47] O. Sakai, S. Suzuki and Y. Shimizu: Solid State Commun. **101** (1997) 791.; Y. Shimizu, O. Sakai and S. Suzuki: to be published in J. Mag. & Mag. Mat.; submitted to J. Phys. Soc. Jpn.
- [48] 清水 幸弘、鈴木 俊哉、酒井 治: 強相関伝導電子系の物理ニュースレター Vol. 5, No. 1 (1997) 33.
- [49] H. Kusunose: cond-mat/9709328 (Submitted to J. Phys. Soc. Jpn).
- [50] K. Yosida: Phys. Rev. **147** (1966) 223.
- [51] C. M. Varma and Y. Yafet: Phys. Rev. B**13** (1976) 2950.
- [52] O. Gunnarsson and K. Schönhammer: Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 604; Phys. Rev. B**28** (1983) 4315; "Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths", ed. K. A. Gschneidner, Jr. and L. Eyring (North-Holland, Amsterdam) **10** (1987).

- [53] 実際には、試行エネルギー E を与えて、積分方程式 (18), (19) を解き、求まった解 $\{a_{12}^i\}, \{b_{12}^i\}$ より求めた E が最初に与えた E に一致するまで計算を繰り返す、という手順で E を数値的に求める。
- [54] K. Marumoto, T. Takeuchi, T. Taniguchi and Y. Miyako: Physica B206&207 (1995) 519; K. Marumoto, T. Takeuchi and Y. Miyako: Phys. Rev. B54 (1996) 12194.
- [55] M. Jarrell, H. Pang and D. L. Cox: Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1612; Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 1996; D. L. Cox and M. Jarrell: J. Phys. Condens. Matter 8 (1996) 9825; F. B. Anders, M. Jarrell and D. L. Cox: Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 2000.
- [56] G. J. Nieuwenhuys: Phys. Rev. B35 (1987) 5260.
- [57] 網塚 浩、桑原 慶太郎、吉田 達朗、池田 研一、奥村 敦、天谷 健一、榊原 俊郎: 強相関伝導電子系の物理ニュースレター Vol. 5, No. 1 (1997) 23.